

**Gamma-Strahlung bei inelastischer Streuung
von 14 MeV-Neutronen an Calcium,
Sauerstoff und Kohlenstoff**

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Alfred Hofmann 1962
aus Großgründlach/Mfr.

Verlag: Springer-Verlag, Heidelberg
Druck: Univ.-Druckerei H. Stürtz AG, Würzburg

1963

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 28. November 1962

Dekan: Universitätsprofessor Dr. H. Volz

1. Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
2. Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik 173, 402—412 (1963)



Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

**γ -Strahlung bei inelastischer Streuung
von 14 MeV-Neutronen an Calcium,
Sauerstoff und Kohlenstoff**

Von

ALFRED HOFMANN

Mit 11 Figuren im Text

(Eingegangen am 3. Januar 1963)



Calcium, Sauerstoff und Kohlenstoff in verschiedenen Verbindungen werden durch inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen angeregt und die entstehenden γ -Spektren mit einem NaI(Tl)-Szintillationsspektrometer gemessen.

Die gefundenen Quantenenergien lassen sich in die Energieniveauschemata der betreffenden Kerne einordnen.

Bei Ca^{40} ergibt sich ein Übergang des 8,4 MeV-Niveaus und mindestens eines Niveaus aus dem Triplett bei 5,3 MeV in den Grundzustand, sowie ein Übergang des 4,48 MeV-Niveaus in das 3,73 MeV-Niveau. Außerdem werden die aus anderen Prozessen bekannten γ -Zerfälle verschiedener anderer Niveaus des Ca^{40} , O^{16} und C^{12} auch in der vorliegenden Arbeit gefunden.

I. Einleitung

Die Termschemata der meisten Kerne weisen im Energiebereich um etwa 7 MeV Lücken auf. Dafür gibt es zwei Gründe: a) Bei Einfangsprozessen ((n, γ) , (p, γ)) treten nur Anregungen über etwa 8 MeV auf (Bindungsenergie der Nukleonen). b) Anregungen durch inelastische Streuung geladener Teilchen ((p, p') , (α, α')) erfordern verhältnismäßig hohe Teilchenenergien.

Seitdem man durch einfache Kernreaktionen ($d-d$, $d-t$, ...) bequem monoenergetische Neutronen höherer Energien erzeugen kann, bietet die inelastische Neutronenstreuung eine einfache Möglichkeit zur Erforschung der Termschemata gerade auch in diesem bisher sehr wenig untersuchten Energiebereich. Die relativ schwierigen und aufwendigen Methoden guter Neutronenspektroskopie (time-of-flight) können umgangen werden, wenn man dabei nicht die Energie der gestreuten Neutronen, sondern die der emittierten γ -Quanten mißt. Gegenüber der Neutronenspektroskopie ergeben sich hierbei allerdings zwei Nachteile:

1. Niveaus, die durch Teilchenemission zerfallen oder konvertiert sind, können nicht gefunden werden.

2. Es ergibt sich durch unerwünschte Aktivierungen im Raum ein nicht unerheblicher γ -Untergrund.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Kerne Ca^{40} , O^{16} und C^{12} mit 14 MeV-Neutronen beschossen und die während der Bestrahlung ausgesandten γ -Spektren gemessen. Ziel der Arbeit ist es, festzustellen, welche γ -Übergänge durch (n, n') -Prozesse erreichbar sind und ob aus diesen γ -Übergängen auf die Existenz bisher unbekannter Niveaus geschlossen werden kann. Es zeigt sich, daß trotz des γ -Untergrundes, der mit wachsender Neutronenenergie sehr stark ansteigt und der bei 14 MeV-Neutronen schon sehr erheblich ist, γ -Spektren der $(n, n'\gamma)$ -Prozesse noch ausgewertet werden können.

II. Untergrund

Der γ -Untergrund kann durch geschickte experimentelle Anordnung herabgedrückt werden. Man muß unterscheiden zwischen:

a) *dem Untergrund, der durch Aktivierungen im Raum entsteht.* Wenn Target, Konus und Zähler (vgl. III. Experimentelle Anordnung) um die Achse I in Fig. 1, also unmittelbar an der Beschleunigungsapparatur (große Mengen Materie) angeordnet wurden, zeigten die γ -Spektren keine Struktur. Um das Target in die Mitte des zur Verfügung stehenden freien Raumes zu bringen, wurde es am Ende eines langen Glasrohres angebracht (Stellung II in Fig. 1). In dieser Stellung wurden die Spektren der Fig. 2 bis 9 gemessen. Das Verhältnis Effekt zu Untergrund zeigte keine merkliche Abhängigkeit vom Neutronenfluß. Es war am günstigsten, wenn das Target sich in großem Abstand von jeglicher Materie befand und der Zähler von möglichst wenig Materie umgeben war.

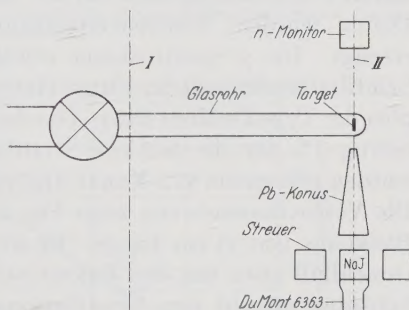


Fig. 1. Experimentelle Anordnung (schematisch)

b) *dem Untergrund, der durch Vorgänge im Szintillationskristall entsteht.* Es ist nicht möglich, gewünschte Quanten aus dem Streuer und solche, die im NaI-Kristall entstanden sind, zu unterscheiden. Diese im Kristall entstandenen Quanten verursachen einen beträchtlichen Teil des Gesamtuntergrundes. Es bieten sich zwei Möglichkeiten an, diesen Teil des Untergrundes herabzusetzen:

1. Man sorgt durch Vorsetzen eines Streukonus vor den Szintillationskristall dafür, daß möglichst wenig Neutronen direkt in den Kristall gelangen (Fig. 1).

2. Man mißt die γ -Quanten in Koinzidenz mit den gestreuten Neutronen und wählt die Raumwinkel so, daß Neutronen aus dem Streuer mit möglichst großer, solche aus dem Kristall mit möglichst kleiner Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

Wenn es nur um das Auffinden von Energieniveaus geht, es also insbesondere auf hohe Auflösung ankommt, ist die erste Methode die bessere.

Die Koinzidenzmethode bringt den Nachteil sehr langer Meßzeiten mit sich. Im vorliegenden Fall waren bei einer Neutronenquellstärke von etwa 10^8 Neutronen/sec und einer Koinzidenzauflösezeit von 5×10^{-8} sec 5 Std Meßzeit erforderlich, um ein Spektrum mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Die Einzelzählraten sind dabei aber so hoch, daß das Auflösungsvermögen merklich beeinträchtigt wird. Die Ursache hierfür ist vor allem eine Drift der Verstärkungsfaktoren in den Multipliern.

III. Experimentelle Anordnung

Mit einer selbstgebauten Cockroft-Walton-Anlage¹ wurden über $H^3(d, n) He^4$ 14 MeV-Neutronen hergestellt. Die Deuteronen wurden auf 120 keV beschleunigt und auf ein käufliches Tritiumtarget* geschossen. Damit wurden Neutronenquellstärken von etwa 10^8 Neutronen/sec erzeugt. Die γ -Spektroskopie erfolgte mit einem $2,5'' \varnothing \times 2''$ -NaI(Tl.) Szintillationskristall der Firma Harshaw in Verbindung mit einem Multiplier der Type DuMont 6363. Das Auflösungsvermögen dieser Anordnung betrug 9% für die 662 keV-Strahlung des Cs^{137} . Sämtliche Spektren wurden mit einem 512-Kanal-Analysator der Firma RCL aufgenommen. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Vor dem Zähler befindet sich ein Bleikonus von 33 cm Länge. Er ist so dimensioniert, daß er den Neutronenfluß etwa um den Faktor 500 schwächt. Die zu untersuchende Substanz umgibt den Szintillationskristall ringförmig. Der Streuring hat 7,5 cm Innendurchmesser, 17,5 cm Außendurchmesser und 6 cm Höhe. Der Neutronenfluß wird einmal durch den Targetstrom, zum anderen von einem Plastik-Detektor nach HORNYAK überwacht.

IV. Messungen

Um die zu einem bestimmten Kern, z. B. Ca gehörigen γ -Energien zu finden, wurde dem Spektrum einer chemischen Verbindung, die diesen Kern enthält, z. B. CaO das Spektrum eines Vergleichsstreuers, z. B. H_2O gegenübergestellt. Der Vergleichsstreuer hatte etwa gleiche Masse und Gestalt und enthielt die in der Streuerverbindung unerwünschter-

* Tritium eindiffundiert in $0,3 \text{ mg/cm}^2$ auf $0,3 \text{ mm}$ dickes Kupferband aufgedampftes Titan. Lieferfirma: The Radiochemical Centre, Amersham, England.

¹ HOFMANN, A.: Diplomarbeit, Erlangen 1960.

weise enthaltenen chemischen Elemente. Es wurden verschiedene geometrische Anordnungen erprobt. Von allen erwies sich die „Ringgeometrie“ am günstigsten.

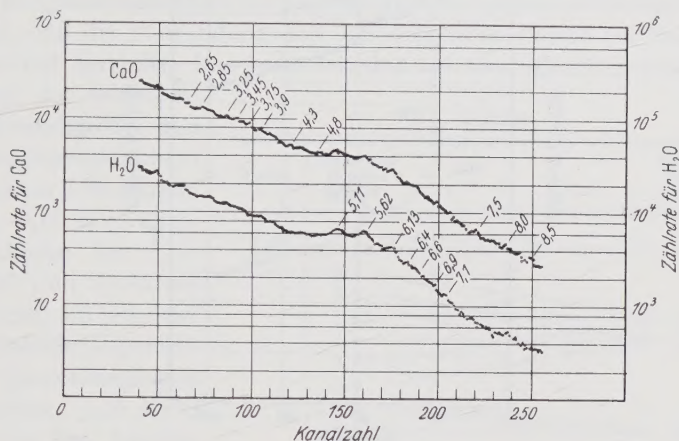


Fig. 2. Impulshöhenverteilung für CaO und H₂O im Energiebereich 2 bis 9 MeV. Die in der oberen Kurve bezeichneten Maxima sind dem Ca, die in der unteren Kurve bezeichneten dem O zuzuordnen. (Fig. 4 enthält Fortsetzung nach unten.) Die weder oben noch unten bezeichneten Maxima werden durch Materie aus der Umgebung verursacht.

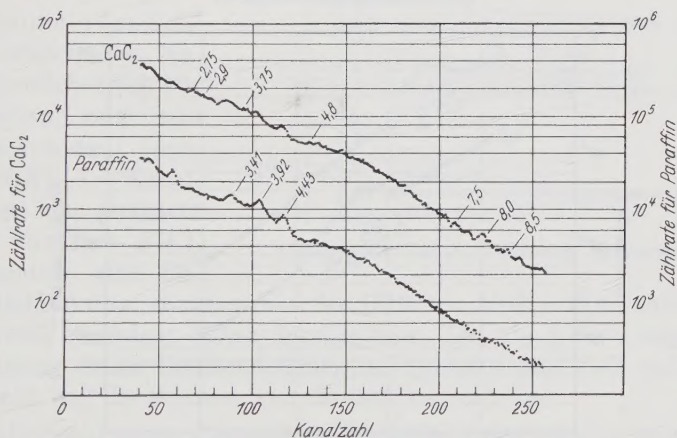


Fig. 3. Impulshöhenverteilung für CaC_9 und Paraffin im Energiebereich 2 bis 9 MeV. Die in der oberen Kurve bezeichneten Maxima sind dem Ca, die in der unteren Kurve bezeichneten dem C zuzuordnen. Das relativ starke Untergrundmaximum im Kanal 58 (2,2 MeV) ist vermutlich auf eine Anregung über (n, n') des als Fassung der Zähler verwendeten Aluminiums zurückzuführen. Diese Anregung erfolgt hauptsächlich durch gestreute Neutronen

Bestrahlt wurden verschiedene Verbindungen der Elemente Calcium, Sauerstoff und Kohlenstoff, nämlich CaO , CaC_2 , H_2O , Paraffin und Graphit. Die Fig. 2 bis 5 zeigen dabei erhaltene Spektren. Ein Vergleich

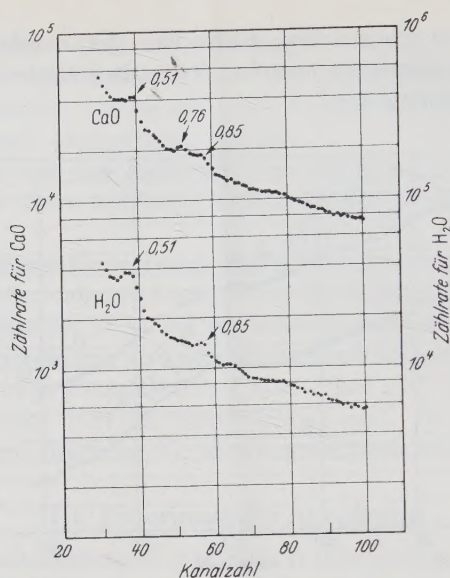


Fig. 4. Impulshöhenverteilung für CaO und H₂O im Energiebereich 0,3 bis 2 MeV. Das in der oberen Kurve auftretende Maximum bei 0,76 MeV ist dem Ca zuzuordnen. Die beiden anderen bezeichnete Maxima stammen aus dem Untergrund. Die 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung wird vor allem von den entstehenden Positronenstrahlern geliefert, die 0,85 MeV-Strahlung kommt aus dem Eisen, woraus ein großer Teil der Beschleunigungsapparatur besteht

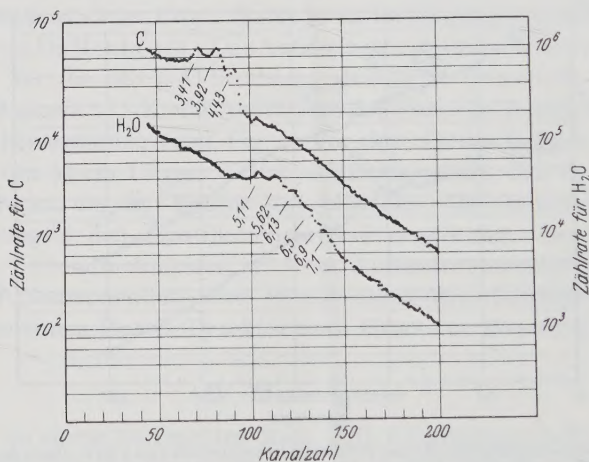


Fig. 5. Impulshöhenverteilung für Graphit und Wasser im Energiebereich 2 bis 10 MeV. Die in der oberen Kurve bezeichneten Maxima sind dem C, die in der unteren Kurve bezeichneten dem O zuzuordnen

dieser Spektren ergibt eine Zuordnung der γ -Energien zu Calcium, Sauerstoff bzw. Kohlenstoff gemäß Tabelle. Jede Quantenenergie im hier untersuchten Energiebereich liefert in der Regel drei Maxima: Foto-maximum, Paar-I-Maximum, Paar-II-Maximum.

Obwohl die Effekte im Vergleich zum Untergrund klein sind, ist auf Grund folgender Tatsachen diese Zuordnung mit großer Sicherheit möglich:

1. Die Quantenenergien des untersuchten Energiebereiches sind schon so groß, daß die Paarbildung den überwiegenden Prozeß im Szintillationskristall darstellt. Das bedeutet, daß bei einer Quantenenergie E_0 und bei der vorliegenden Kristallgröße drei Maxima (Fotomaximum bei E_0 , Paar-I-Maximum bei $E_0 - 511$ keV, Paar-II-Maximum bei $E_0 - 1,02$ MeV) im Spektrum erscheinen. Zu jeder der in der Tabelle aufgeführten Quantenenergien (Ausnahme 0,76 MeV) traten in den Impulshöhenverteilungen die drei zugehörigen Maxima auf.

2. Um die in den Fig. 2 bis 5 bezeichneten Maxima deutlicher sichtbar zu machen, kann man vom gemessenen Spektrum $N(K)$ (K = Kanalnummer) eine geeignete glatte Funktion $F(K)$, insbesondere eine Exponentialfunktion, abziehen und die Differenz $N(K) - F(K)$ auftragen. Dies wurde in einigen Fällen durchgeführt. Die Fig. 6 bis 9 zeigen die Auswirkung dieser Differenzbildung an Spektren von CaO und H_2O . Man sieht, daß die Maxima jetzt deutlich hervortreten.

3. Alle Spektren wurden mehrmals in großen Zeitabständen aufgenommen. Sie sind reproduzierbar.

4. In den Fig. 2 bis 5 verschwinden die statistischen Fehler in der Zeichengenauigkeit der Meßpunkte.

Die Meßzeit pro Spektrum betrug im allgemeinen weniger als 2 Std. Während dieser Zeit waren die Verstärkungsänderungen der Elektronik kleiner als 0,5 %. Spektren mit längerer Meßzeit (unter Zuhilfenahme eines Spektrum-Stabilisators Baird Atomic Model 1912) lieferten wegen

Tabelle

Isotop	Gefundene Maxima in MeV	Quantenenergie in MeV
Ca ⁴⁰	0,76	0,76
	2,7	
	2,9	
	3,25	3,75
	3,4	3,9
	3,75	
	3,9	
	4,3	
	4,8	5,3
	7,5	
	8,0	8,5
	8,5	9,1
	9,1	
O ¹⁶	5,11	
	5,62	6,13 *
	6,13	
	6,4	6,9
	6,6	7,1
	6,9	
C ¹²	7,1	
	3,41	
	3,92	4,43
	4,43	

* Angepaßt und zur Eichung mitverwendet.

des gegebenen Untergrund-Effekt-Verhältnisses nicht mehr an Information.

Zur Energieeichung dienen ein RaD+Be-Präparat, welches die Bothesche $\text{Be} + \alpha$ -Kern- γ -Strahlung² von 4,43 MeV liefert, sowie die

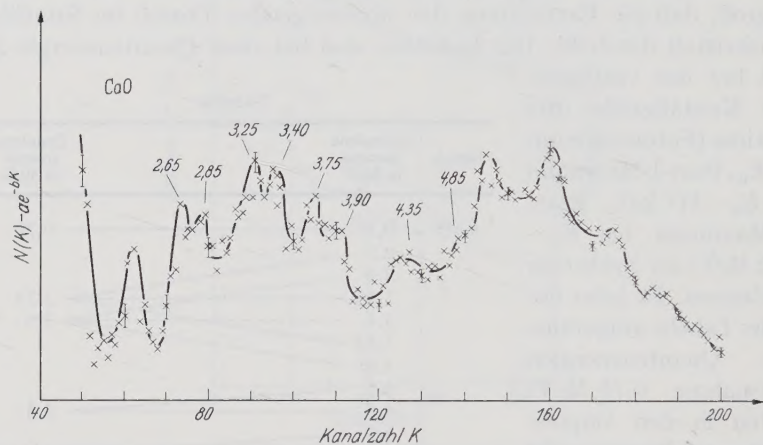


Fig. 6

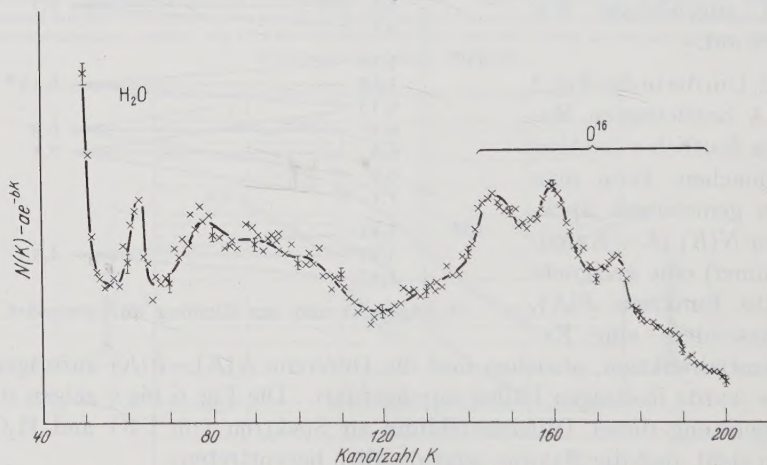


Fig. 7

Fig. 6 und 7. Von einem im Energiebereich 2 bis 7 MeV gemessenen CaO- bzw. H_2O -Spektrum wurde eine geeignete Exponentialfunktion abgezogen und die Differenz aufgetragen. Bei dem Maximum im Kanal 62 handelt es sich um die 2,2 MeV-Strahlung des Aluminiums wie in Fig. 3

Summenlinie in der Impulshöhenverteilung des Co^{60} bei 2,5 MeV ($=1,17+1,33$ MeV). Auf der dadurch definierten Eichgeraden liegen genau die beiden Paarmaxima der 4,43 MeV-Quanten (3,92 und 3,41 MeV). Außerdem können durch diese Gerade die drei starken

² BECKER, H., u. W. BOTHE: Z. Physik **76**, 421 (1932).

Maxima des Sauerstoffs als das 6,13 MeV-Niveau identifiziert werden. Ihre Energien wurden daraufhin angepaßt, so daß die 4,43 MeV mit Paarmaxima, die 2,5 und die 6,13 MeV mit Paarmaxima die Eichpunkte lieferten.

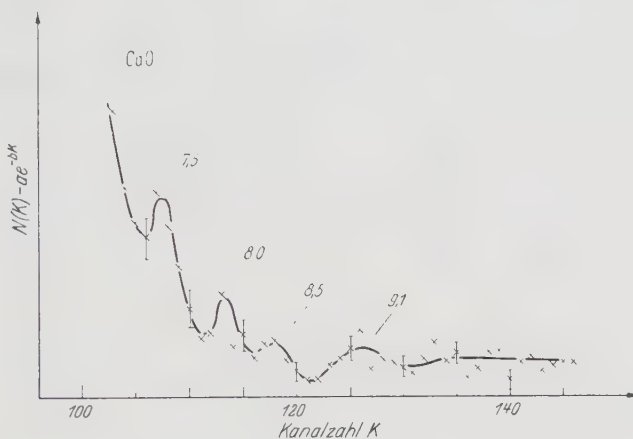


Fig. 8

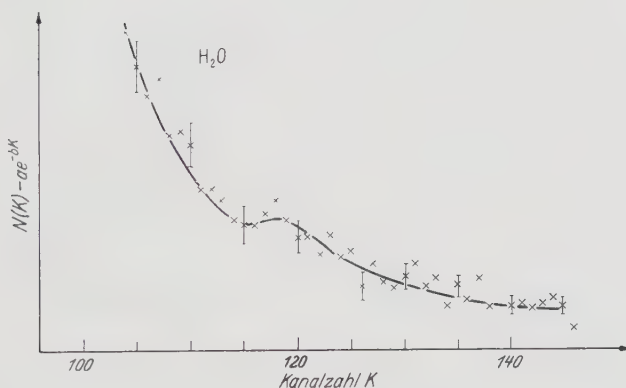


Fig. 9

Fig. 8 und 9. Von einem im Energiebereich 7 bis 10 MeV gemessenen CaO- bzw. H₂O-Spektrum wurde eine geeignete Exponentialfunktion abgezogen und die Differenz aufgetragen

V. Diskussion

Die gefundenen γ -Energien konnten in die Termschemata der betreffenden Kerne eingeordnet werden.

1. Calcium. Die gefundene 0,76 MeV-Strahlung ist der Übergang des 4,48 MeV-Niveaus von Ca⁴⁰ zum 3,73 MeV-Niveau. Man kann allerdings fragen, ob diese Strahlung nicht aus K⁴⁰ kommen könnte: Über ²⁰Ca⁴⁰(*n, p'*)₁₉K⁴⁰ (' bedeutet veränderte Energie des Teilchens, wobei der Folgekern in einem angeregten Zustand zurückbleibt) könnte nämlich

auch das 797 keV-Niveau des K^{40} angeregt werden und unter Aussendung einer γ -Strahlung von 767 keV in das 30 keV-Niveau übergehen. Da jedoch bei allen gemessenen Ca-Spektren keine weitere dem K^{40} zuzuordnende Energie auftritt, darf man die 0,76 MeV dem Ca^{40} -Termschema zuordnen. Die $Ca(n, p')$ -Prozesse sind offenbar selten im Vergleich zu den $Ca(n, n')$ -Prozessen. Die übrigen γ -Energien lassen sich als Grundzustandsübergänge in das Niveauschema des Ca^{40} einordnen. Die Niveaus bei 3,73 und 3,9 MeV wurden schon mehrfach über verschiedene Prozesse angeregt und ihre γ -Übergänge in den Grundzustand gemessen, auch über inelastische Neutronenstreuung³. Die Neutronenenergie betrug dabei jedoch nur 3,95 MeV. Diese beiden Übergänge werden auch in der vorliegenden Arbeit gefunden. Die bei 4,3 und 4,8 MeV auftretenden Maxima sind entweder Paar-I- und Fotomaximum einer 4,8 MeV-Strahlung oder Paar-II- und Paar-I-Maximum einer 5,3 MeV-Strahlung. Im Falle einer 4,8 MeV-Strahlung würde das Paar-II-Maximum in den Fotomaxima der 3,75 und 3,9 MeV untergehen, im Falle einer 5,3 MeV-Strahlung würde das Fotomaximum in den beiden starken Paarmaxima der 6,13 MeV-Sauerstoffstrahlung untergehen. Durch das Termschema des Ca^{40} wird das Auftreten einer 5,3 MeV-Strahlung nahegelegt. Sie entsteht beim Übergang eines oder mehrerer Niveaus des durch $Ca^{40}(p, p')$ entdeckten⁴ Triplets bei 5,3 MeV in den Grundzustand. Eine Auflösung dieses Triplets ist im Rahmen der hier verwandten Methode nicht möglich. Die 9 MeV-Strahlung ist in Übereinstimmung mit dem über (p, γ) gefundenen⁵ Übergang eines Niveautriplets bei 9,1 MeV in den Grundzustand. Auch dieses Triplet kann in der vorliegenden Arbeit nicht aufgelöst werden. Die 8,5 MeV-Strahlung kann ebenfalls als Grundzustandsübergang eines Niveaus bei etwa 8,5 MeV gedeutet werden. Aus $Ca^{40}(\alpha, \alpha')$ ist ein Niveau bei 8,4 MeV bekannt⁶. Bei der Meßungenauigkeit beider Energiewerte ist jedoch anzunehmen, daß beide Niveaus identisch sind.

Der Energiebereich 5,5 bis 7 MeV konnte mit der vorliegenden Anordnung nicht auf Grundzustandsübergänge untersucht werden, da hierin die sehr starken Maxima des Sauerstoffs (auch allein des in der Luft enthaltenen (vgl. z. B. Fig. 5)), besonders die der 6,13 MeV-Strahlung, stören.

Die sich auf Grund der vorliegenden Arbeit ergebenden γ -Übergänge des Ca^{40} sind in Fig. 10 zusammengestellt.

Andere denkbare Übergänge liegen unterhalb der Nachweisgrenze der verwendeten Anordnung. Die obere Grenze σ_{Gr} des Wirkungsquer-

³ DAY, R. B.: Phys. Rev. **102**, 767 (1956).

⁴ BRAAMS, C. M.: Phys. Rev. **101**, 1764 (1956).

⁵ VEIGA SIMAO, J. DE, and J. P. F. SELLSCHOP: Phys. Rev. **106**, 98 (1957).

⁶ SHOOK, G. B.: Phys. Rev. **114**, 310 (1959).

schnitts von schwachen Übergängen, die mit der vorliegenden Anordnung nicht mehr gefunden werden, läßt sich abschätzen. Von einem Maximum kann man sprechen, wenn die Abweichung mehrerer benachbarter Meßpunkte vom Untergrund größer ist als der statistische Fehler. Wenn man die Definition für den Wirkungsquerschnitt σ allgemein hinschreibt und berücksichtigt, daß Nachweiswahrscheinlichkeit und Photoempfindlichkeit des NaI(Tl)-Spektrometers im Energiebereich 2 bis 10 MeV praktisch konstant sind⁷, kürzen sich bei Verhältnisbildung alle unbekannten Faktoren heraus und man erhält die Beziehung

$$2 \frac{\Delta Z(E)}{Z_C} = \frac{\sigma}{\sigma_{Gr}}$$

mit

$\Delta Z(E)$ = statistischer Fehler des gemessenen CaC_2 -Spektrums (Fig. 3),

Z_C = Zählrate unter dem Kohlenstoffmaximum bei 4,43 MeV in diesem Spektrum,

σ_C = Wirkungsquerschnitt für die Anregung des 4,43 MeV-Niveaus von C^{12} mit 14 MeV-Neutronen⁸.

Den Verlauf von σ_{Gr} in Abhängigkeit von der γ -Energie zeigt Fig. 11.

2. Sauerstoff. O^{16} ist einer der meistuntersuchten Kerne. Sein Niveauschema ist sehr gut bekannt. Bei Beschuß mit 14 MeV-Neutronen werden seine Niveaus nicht nur durch $\text{O}^{16}(n, n')\text{O}^{16}$, sondern auch durch $\text{O}^{16}(n, p)\text{N}^{16} \xrightarrow{\beta} \text{O}^{16}$ angeregt. Der N^{16} -Zerfall wurde am hiesigen Institut in einer anderen Arbeit⁹, bei der bekannte Niveaus wiedergefunden wurden, genauer untersucht. Zusätzlich zu den durch diesen Zerfall entstehenden hochenergetischen γ -Übergängen (6,13 und 7,11 MeV) wurde in der vorliegenden Arbeit der γ -Übergang des 6,9 MeV-Niveaus in den Grundzustand gefunden. Dieses Niveau wird also durch (n, n')

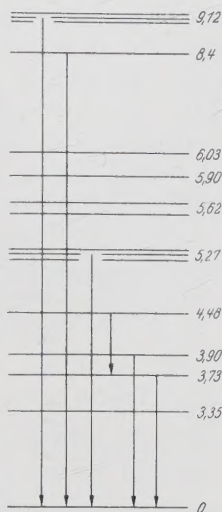


Fig. 10. Die beim Beschuß mit 14 MeV-Neutronen im Ca entstehende γ -Strahlung eingezeichnet in das Energieniveauschema des Ca^{40}

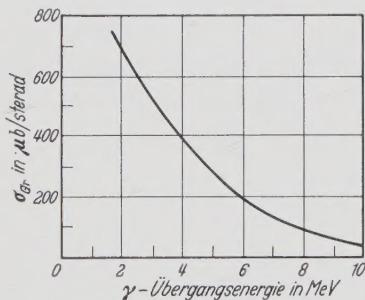


Fig. 11. Verlauf der Nachweisgrenze für die verwendete Anordnung

⁷ BIENLEIN, J. K.: Private Mitteilungen.

⁸ ANDERSON, J. D. et al.: Phys. Rev. **111**, 572 (1958).

⁹ KALSCH, E.: Diplomarbeit, Erlangen 1962.

angeregt, während das 6,13 und das 7,11 MeV-Niveau mindestens teilweise über den N^{16} - β -Zerfall angeregt werden. Höhere Niveaus des Sauerstoffs wurden nicht gefunden.

3. Kohlenstoff. Hier wurde nur das Bothesche 4,43 MeV-Niveau gefunden. Andere durch γ -Emission zerfallende Niveaus des C^{12} werden also mit 14 MeV-Neutronen nicht merklich durch (n, n') angeregt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit einer Arbeit¹⁰, in der mit Hilfe von Kernspurplatten die inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an C^{12} untersucht wird. Darin werden Niveaus bei 4,43 und 9,6 MeV gefunden. Das 9,6 MeV-Niveau ist aber mit der Methode der vorliegenden Arbeit nicht zu finden, da es in $Be^8 + \alpha$ zerfällt.

Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN bin ich für wertvolle Anregungen zu dieser Arbeit und für seine hilfsbereite Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

¹⁰ WOOD, D.E., and J.B. SINGLETARY: Bull. Am. Phys. Soc. **1**, 246 (1956).

Lebenslauf

Ich, Alfred Heinrich Hofmann, wurde am 17. Februar 1934 als erstes Kind des Schneiders Johann Hofmann und dessen Ehefrau Margarete, geb. Pflugmann, zu Großgründlach/Mfr. geboren. Von 1940 bis 1948 besuchte ich die Volksschule in Großgründlach und trat 1948 in die 3. Klasse der Oberrealschule Fürth ein. An dieser Anstalt legte ich 1954 die Reifeprüfung ab und begann im Herbst desselben Jahres mit dem Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im Mai 1957 bestand ich die Diplomvorprüfung und begann im Mai 1958 mit meiner Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Erlangen. Nach Abschluß dieser Arbeit legte ich im Februar 1960 die Diplomhauptprüfung ab. Anschließend war ich als wissenschaftliche Hilfskraft und ab 1. Januar 1962 als Verwalter einer Assistentenstelle am Physikalischen Institut beschäftigt. Während dieser Zeit hatte ich Gelegenheit zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit. Am 20. August 1960 heiratete ich Fräulein Gertraude Vieweg; am 20. Mai 1962 wurde unser erstes Kind geboren.

